

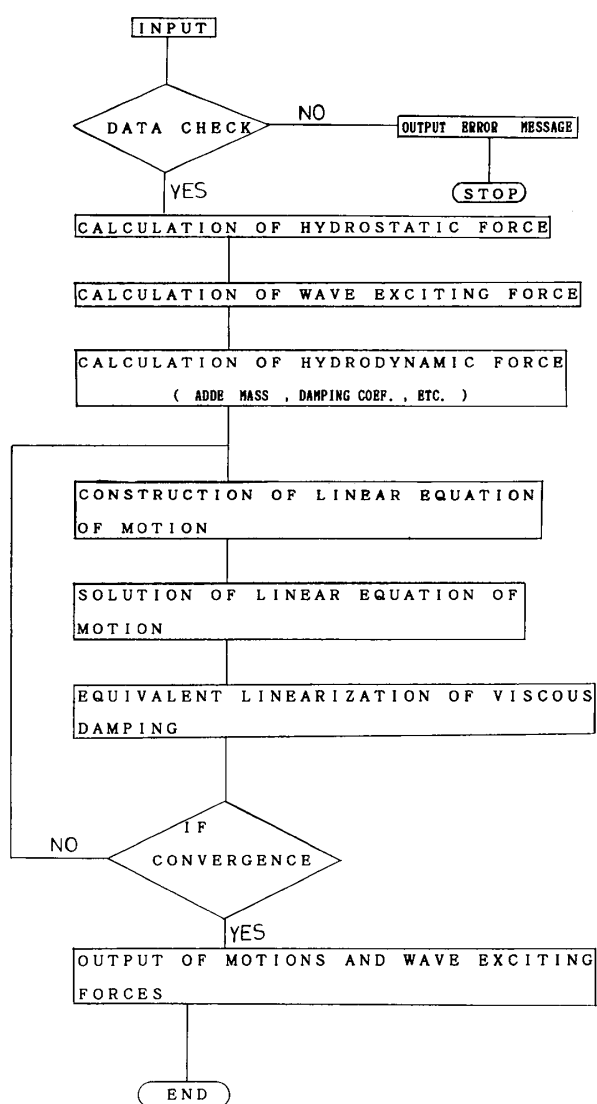


図-4 計算フローチャート

2.6 計算機種および制限事項

本プログラムは科学計算用ライブラリーを一切使用していないため、どのような機種にもかけられる。使

用に必要なメモリー数は512K Bで、入力 of 制限事項は以下の通りである。

- (1) 波周波数の数 40以下
 - (2) 波との出合角との数 10以下
 - (3) 構成要素の数 300以下
- なお、出力はL.Pのみである。

3. プログラムの応用

本プログラムを統計処理のプログラムと組み合わせれば、構造物の運動の短期及び長期予測が可能となる。また、構造解析プログラムと組み合わせれば、各部のたわみ、曲げモーメント等を計算することができる。

4. あとがき

今後は、係留ラインの非線形特性、要素間の相互干渉、波高減衰効果、さらには波漂流力特性を考慮できるようにする予定である。

参 考 文 献

- 1) J. P. Hooft : A mathematical method of determining Hydrodynamically induced Forces on a semisubmersible, SNAME, Vol 79 (1971)
- 2) 大川豊 : 矩形断面を有する二次元柱状体に働く流体力の計算, 船舶技術研究所報告, 第15巻第1号 (1978)
- 3) 大川豊 : コラム付没水体に働く波強制力について, 第40回船舶技術研究所講演集 (1982)
- 4) 第179回研究部会 : 箱型海洋構造物の運動特性及び係留システムに関する研究, 日本造船研究協会研究資料第346号 (1982)
- 5) 安藤定雄, 影本浩, 加藤俊司 : 要素浮体群に働く波強制力について, 第42回船舶技術研究所講演集 (1984)

23. 3次元特異点分布法による動揺流体力計算プログラム

海洋開発工学部 大 川 豊

1. プログラムの目的および概要

半潜水型海洋構造物に働く動揺流体力や波強制力は簡便な方法として Hooft 法によって推定されている

が、厳密な3次元流体力を求めるためにはポテンシャル理論に基き、任意な形状に適用できる3次元特異点分布法が最も一般的な方法と考えられる。またL/Bが1に近い箱型浮体にはストリップ法が適用しにく

く、3次元流体力の推定が必要である。そこで、Faltinsen ら¹⁾の示した方法に基づき、有限水深に対する Green 関数を用いた積分方程式を解く、3次元特異点分布法による流体力の計算プログラムを作成した。

対象とした形状は、箱型浮体、下面カットアップ付きポンツーン、箱型没水体（ロワーハル）、コラム付き（2本又は3本）ロワーハルなどであり、それぞれ動揺流体力、波強制力が求められる。

2. プログラムの内容

2.1 プログラムの名称

3次元特異点分布法による流体力計算プログラム (SUBCOL)

2.2 製作者

海洋開発工学部 大川 豊

2.3 製作年月

昭和57年10月

2.4 計算の概要

図-1に示す座標系を用いて全速度ポテンシャルを次の様に表わす。

$$\phi = \phi_0 e^{-i\omega t} + \phi_1 e^{-i\omega t} + \sum_{i=1}^6 \phi_i \dot{\eta}_i \quad (1)$$

$\phi_0 e^{-i\omega t}$ は入射波の速度ポテンシャルで次式で表わされる。

$$\phi_0 e^{-i\omega t} = \frac{g \zeta_a}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \times e^{ikx \cos \beta + ky \sin \beta - \omega t} \quad (2)$$

ここで g は重力加速度、 ζ_a は入射波振幅、 k は

$$\frac{\omega^2 h}{g} = kh \tanh kh \quad (3)$$

を満たす。

$\phi_1 e^{-i\omega t}$ は diffraction ポテンシャル、 $\phi_j (j=1,6)$ は j モードの運動による速度ポテンシャルである。

これらの速度ポテンシャルは、ラプラス方程式、水底条件、自由表面条件を満たし、更に $\phi_j \dot{\eta}_j (j=1,6)$ と $\phi_1 e^{-i\omega t}$ は radiation 条件を満たす。この様な速度ポテンシャルを求める積分方程式は有限水深に対するグリーン関数を用いて次の様に表わすことができる。

$$\begin{aligned} -2\pi Q_j(x,y,z) + \iint_S Q_j(\xi,\eta,\zeta) \frac{\partial}{\partial n} G(x,y,z;\xi,\eta,\zeta) ds \\ = \begin{cases} n_j (j=1,6) \\ -\frac{\partial \phi_0}{\partial n} \quad (j=7) \end{cases} \quad (4) \end{aligned}$$

S は物体表面を表わし、 (ξ, η, ζ) は S の座標、 $Q_j(\xi, \eta, \zeta)$ は S 点の吹出し密度を表わす。また n_j は物体表面上の外向き法線を $\mathbf{n}$ としたとき

$$\begin{aligned} \mathbf{n} &= (n_1, n_2, n_3) \\ \mathbf{r} \times \mathbf{n} &= (n_4, n_5, n_6) \end{aligned} \quad (5)$$

である。

グリーン関数 $G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta)$ は kr_1 によって次の2つの表現を用いる。

$kr_1 \geq 0.1$ のとき

$$\begin{aligned} G(x,y,z;\xi,\eta,\zeta) &= \frac{2\pi(v^2-k^2)}{k^2h-v^2h+v} \\ &\quad \cosh k(z+h) \cosh k(\zeta+h) \{Y_0(kr_1) - iJ_0(kr_1)\} \\ &\quad + 4 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\mu_k^2 + v^2}{\mu_k^2 h + v^2 h - v} \\ &\quad \cdot \cos \{\mu_k(z+h)\} \cos \{\mu_k(\zeta+h)\} \\ &\quad \cdot K_0(ykr_1) \end{aligned} \quad (5)$$

$kr_1 < 0.1$ のとき

$$\begin{aligned} G(x,y,z;\xi,\eta,\zeta) &= \frac{1}{R} + \frac{1}{R^1} + 2PV \\ &\times \int_0^{\infty} \frac{(\mu+v)e^{-\mu h} \cosh \mu(\zeta+h) \cosh \mu(z+h) J_0(\mu r_1)}{\mu \sinh \mu h - v \cosh \mu h} d\mu \\ &+ i \frac{2\pi(k^2-v^2) \cosh(\zeta+h) \cosh k(z+h)}{k^2h-v^2h+v} J_0(kr_1) \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 $v = \omega^2/g$ 、 μ_k は次の方程式を満たす固有値である。

$$\mu_k \tan \mu_k h + v = 0 \quad (7)$$

また、 $r_1 = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$

$$R = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2} \quad (8)$$

$$R^1 = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+2h-\zeta)^2}$$

J_0 は0次の第1種ベッセル関数

Y_0 は0次の第2種ベッセル関数

K_0 は0次の第2種変形ベッセル関数である。

浮体の表面を四辺形要素に分割し、各要素上では吹出しが一定であるとして(4)式を離散化すると Q_j に関する連立方程式が導かれるので、これを解けば速度ポテンシャルが決定される。この解を用いて j モードの運動に対する k モードの付加質量、減衰係数は次式で求められる。

$$\begin{aligned} A_{kj} &= -\rho Re \{ \iint_S \phi_j n_k ds \} \\ B_{kj} &= -\rho \omega Im \{ \iint_S \phi_j n_k ds \} \end{aligned} \quad (9)$$

また、波強制力は次式より求まる。

48

$$F_j = i\omega\rho \iint_s (\phi_0 + \phi_j) n_j ds \quad (10)$$

ここで ρ は流体の密度である。

本プログラムは x 軸および y 軸に対して対称な浮体を扱う様になっているので、運動モードによって 4 種類の係数行列ができるため、4 回連立方程式を解くことを繰り返す。また、 $j=7$ では入射角度 β は右辺だけに関係するので、7 種類までの β に対して一度に解けるようにしてある。

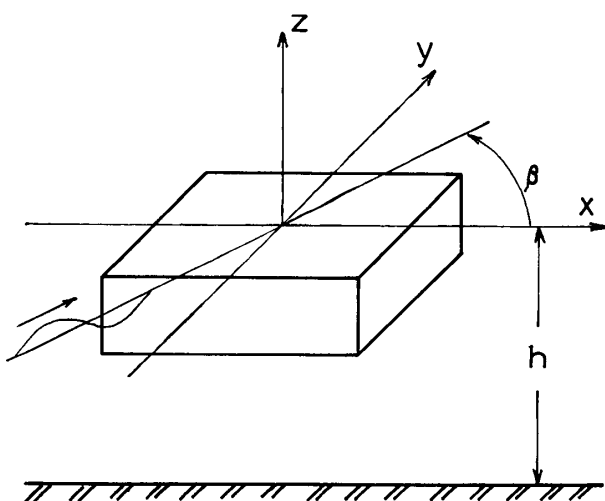


図-1 座標系

2.5 計算の手順

フローチャートを図-2 に示す。

2.6 計算機種および制限事項

本プログラムは FACOM-M 180 II AD で作成した。ベッセル関数のみ FACOM のライブラリーを用いているが、他は特殊な命令、関数等は使用していないので他機種への移行は容易と思われる。リージョンサイズは 100 要素の場合 1108 K B、150 要素の場合 2014 K B である。

3. プログラムの応用

現在は図-3 に示す様な 5 種類の形状に対して計算可能である。他の形状に対しては、四辺形要素の座標を計算するサブルーチン CORDS、座標番号と要素番号を対応づけるサブルーチン SEARCH を作成すれば、形状パラメータ、分割数などの COMMON 文を多少変えるだけで計算できる。箱型浮体に関しては更に運動、浮体周辺の波高分布の計算も可能である。

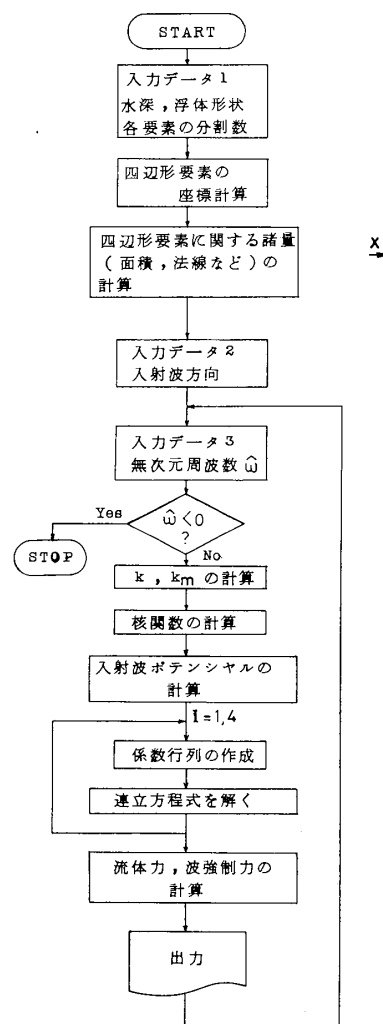


図-2 計算のフローチャート

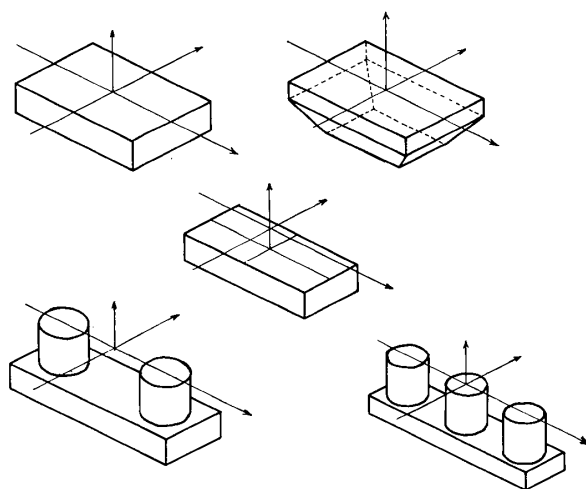


図-3 計算可能な浮体形状

4. あ と が き

本計算法はグリーン関数の計算に時間がかかるため一般には実行しにくい面があるので、当研究所の様な機関で計算を行う事には大きな意義があると考えている。また、最近グリーン関数を速く計算するアルゴリズムが考案されたという情報もあるので今後改良していきたい。

多様な物体形状に適用できるようにするために要素

分割や座標計算のプログラムをモジュール化する必要があり、現在検討中である。

参 考 文 献

- 1) O. M. Faltinsen et. al. ; Motions of Large Structures in Waves at Zero Froude Number, International Symposium on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves (1974)

24. ランプドマス法による係留ラインの 2次元動的解析プログラム

海洋開発工学部 加 藤 俊 司

1. プログラムの目的及び概要

本プログラムは、係留ラインに働く動的張力の時系列をランプドマス法を用いて計算するプログラムである。ランプドマス法とは、係留ラインを有限個の質点に置き換え、各質点の運動方程式と質点間の拘束条件とから、各質点の運動変位及び質点間に働く張力を求める方法である。以下にその概要を述べる。

2. プログラムの内容

2.1 プログラムの名称

ランプドマス法による係留ラインの2次元動的解析プログラム

2.2 製作者

海洋開発工学部 加藤 俊司

2.3 製作月日

昭和57年4月製作。

2.4 計算の概要

2.4.1 係留ラインの運動方程式

係留ラインをN等分の要素に分割し、各要素jの質量Mj及び各要素に作用する力を一点に集中して考える。また、各質点間は重さのない直線ばねで結ばれているものとして各質点の運動と各質点間の張力を計算する。この時、各質点間の自重Wjは両端を除く(N-1)個の分割点に集中するので、全体の係留ラインの重量を合わせる為にj=2及びj=Nの点の重量

を1.5Wjに修正する。図-1において、質点jに水平及び垂直に作用する力F_{xj}, F_{zj}が働く時の質点jの運動方程式は質点jの質量をM_j, 法線方向, 接線方向の付加質量をそれぞれA_{nj}, A_{tj}とすると次式で与えられる。

$$[M_j + A_{nj} \sin^2 \bar{\gamma}_j + A_{tj} \cos^2 \bar{\gamma}_j] \ddot{x}_j + [A_{tj} - A_{nj}] \ddot{z}_j \sin \bar{\gamma}_j \cos \bar{\gamma}_j = F_{xj} \quad (1)$$

$$[M_j + A_{nj} \cos^2 \bar{\gamma}_j + A_{tj} \sin^2 \bar{\gamma}_j] \ddot{z}_j + [A_{tj} - A_{nj}] \ddot{x}_j \sin \bar{\gamma}_j \cos \bar{\gamma}_j = F_{zj} \quad (2)$$

また、

$$F_{xj} = T_j \cos \gamma_j - T_{j-1} \cos \gamma_{j-1} - f_{dxj} \quad (3)$$

$$F_{zj} = T_j \sin \gamma_j - T_{j-1} \sin \gamma_{j-1} - f_{dzj} - \delta_j \quad (4)$$

(3), (4)式中のf_{dxj}及びf_{dzj}は係留ラインの受ける抗力のx及びz方向成分であり、近似的に次式で与えられているとする。

$$f_{dxj} = -\frac{\rho}{2} D_c \bar{l} [C_{an} \sin \bar{\gamma}_j |U_{nj}| U_{nj} - C_{at} \cos \bar{\gamma}_j |U_{tj}| U_{tj}] \quad (5)$$

$$f_{dzj} = -\frac{\rho}{2} D_c \bar{l} [C_{an} \cos \bar{\gamma}_j |U_{nj}| U_{nj} + C_{at} \sin \bar{\gamma}_j |U_{tj}| U_{tj}] \quad (6)$$

また、

$$U_{nj} = -(\dot{x}_j - C_j) \sin \bar{\gamma}_j + \dot{z}_j \cos \bar{\gamma}_j \quad (7)$$